

УДК 539.1.07 + 539.1.074.3

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕМЕНТОВ ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ПЕРСПЕКТИВНЫХ НЕОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$ и CeBr_3

© 2013 г. А. Ф. Иудин^{*,**}, В. В. Богомолов^{*,**,***}, С. И. Свертилов^{*,**,****},
И. В. Яшин^{*}, G.F. Smoot^{III**}, J. Greiner^{****}, A. von Kienlin^{****}

^{*}НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ

^{**}Лаборатория экстремальной Вселенной МГУ

^{***}Физический факультет МГУ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (МГУ)

Россия, 119992, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

E-mail: aiyudin@srd.sinp.msu.ru, sis@coronas.ru

^{****}Max Plank Institute of Extra-Terrestrial Physics, Munich, Germany

Поступила в редакцию 07.09.2012 г.

Рассмотрены результаты измерений энергетического разрешения сцинтилляционных кристаллов $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$ и CeBr_3 различной геометрии, выращенных в Институте твердого тела РАН по техническому заданию НИИЯФ МГУ. Измерения проводились в диапазоне энергий γ -квантов от 20 кэВ до ~5 МэВ. Исследовались образцы цилиндрической формы размером $\varnothing 0.5 \times 1.5$ и $\varnothing 0.5 \times 3.0$ см. Для кристаллов CeBr_3 исследовано также позиционное разрешение вдоль оси кристалла для случая измерения амплитуд световых вспышек с двух противоположных торцов кристалла. Показано, что зависимость отношения таких амплитуд от расстояния от торца до места взаимодействия γ -кванта в детекторе имеет практически линейный характер. При этом позиционное разрешение вдоль длины кристалла сопоставимо с диаметром кристалла, что позволяет сделать вывод о перспективности использования кристаллов CeBr_3 в качестве позиционно-разрешаемых элементов пространственно-чувствительных детекторов энергичных частиц и γ -квантов.

DOI: 10.7868/S0032816213050170

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее перспективных направлений экспериментальной физики атомного ядра и элементов частиц является разработка и создание детектирующих систем, обладающих позиционной и пространственной чувствительностью. Позиционно-чувствительные детекторы (п.ч.д.) позволяют локализовать место взаимодействия частицы или γ -кванта. В случае регистрации γ -квантов п.ч.д. с кодирующей маской появляется потенциальная возможность получать изображение излучающего γ -лучи объекта. Что касается пространственно-чувствительных детекторов (пр.ч.д.), то они наиболее эффективны в экспериментах с регистрацией частиц и γ -квантов высоких энергий: они позволяют восстанавливать траектории вторичных частиц в каскадах и определять тип и направление частицы. В последнее время подобные детекторы (п.ч.д. и пр.ч.д.) помимо традиционных областей использования в физике частиц и космических лучей стали все шире применяться и в астрофизике в качестве базовых элементов современных космических гамма-телескопов.

Как правило, позиционно(пространственно)-чувствительные детекторные системы состоят из множества субдетекторов (пикселей). В случае сцинтилляционных детекторов для регистрации γ -квантов к субдетекторам (пикселям) предъявляются особые требования: помимо приемлемого позиционного (пространственного) разрешения они должны обладать высокими энергетическим и временным разрешениями. В этом плане наилучшими характеристиками, как известно, обладают полупроводниковые детекторы. Однако вследствие высокой стоимости и технических сложностей в эксплуатации (в частности, необходимости охлаждения) их широкое применение в сложных детектирующих устройствах существенно затруднено. Поэтому все больший интерес представляет использование в качестве пикселей п.ч.д. и пр.ч.д. перспективных неорганических сцинтилляторов на основе бромидов лантана и церия, по своему энергетическому разрешению приближающихся к полупроводниковым детекторам.

Кристаллы $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$ и CeBr_3 обладают высоким световым выходом (~60000 фотонов/МэВ),

высокой плотностью (~ 5.3 г/см³) и малым временем высвечивания (~ 20 нс) [1–3]. Последнее позволяет получить высокую точность временных измерений и высокую пропускную способность измерительного тракта. Относительно высокая плотность кристаллов LaBr₃:Ce и CeBr₃ обеспечивает высокую эффективность регистрации γ -квантов в широком диапазоне энергий. Благодаря большому световыходу сцинтилляционные кристаллы на основе бромидов лантана и церия обладают высоким энергетическим разрешением. В частности, для кристалла LaBr₃:Ce объемом 1 см³ при комнатной температуре было достигнуто разрешение $\sim 2.6\%$ с учетом разброса сигнала на выходе фотомножителя, что почти в 2 раза лучше аналогичной характеристики кристалла NaI(Tl) такого же размера [1]. Наши исследования энергетического разрешения модуля, состоящего из кристаллов LaBr₃:Ce, CeBr₃ различной геометрии, с различными фотоприемниками показали сильную зависимость энергетического разрешения модуля от геометрии кристалла и квантовой эффективности фотоприемника. Энергетическое разрешение также зависит от температуры кристалла, от времени интегрирования сигнала фотоприемника, а также от временных свойств фотоприемника, в качестве которых используются фотоэлектронные умножители (ф.э.у.), лавинные фотодиоды, Si-ф.э.у. или дрейфовые Si-фотодиоды. Собственное энергетическое разрешение LaBr₃:Ce ожидается на уровне $\sim 1.5\%$ при энергии фотонов 662 кэВ, но на сегодняшний день получено разрешение $\sim 2.6\%$ с лавинным фотодиодом с собственным разрешением $\cong 0.5\%$ [4].

В качестве пикселей пр.ч.д., как правило, используются сцинтилляционные кристаллы вытянутой формы, у которых длина в несколько раз больше поперечного размера. Двумерная матрица таких сцинтилляторов (с круглым или прямоугольным сечением) позволяет реконструировать трехмерную картину взаимодействия регистрируемой частицы или γ -кванта в объеме детектора, сравнивая амплитуды выходных сигналов фотоприемников, расположенных на обоих торцах пикселя [5, 6]. За счет поглощения в сцинтилляторе и потерь при отражении света от боковых стенок упаковки кристалла амплитуда выходного сигнала данного фотоприемника будет тем меньше, чем дальше от соответствующего торца произошло взаимодействие. Таким образом, амплитуда выходного сигнала каждого из фотоприемников, нормированная на их суммарную амплитуду, может служить мерой расстояния места взаимодействия от торца кристалла. Точность локализации места взаимодействия определяется как поперечным размером пикселя, так и эффективностью светосбора на фотодетектор.

До сих пор подобные системы реализовывались на сцинтилляторах типа NaI(Tl) и CsI(Tl) (см., например, [7]).

В данной работе для проверки возможностей использования кристаллов на основе бромидов лантана и церия в качестве пикселей пр.ч.д. была выполнена серия измерений амплитуды выходного сигнала фотоприемника в зависимости от места расположения источника γ -квантов для кристалла CeBr₃ цилиндрической формы $\varnothing 5 \times 30$ мм. Кроме того, были проведены детальные измерения энергетического разрешения некоторых образцов кристаллов LaBr₃:Ce и CeBr₃, выращенных в Институте физики твердого тела РАН.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Схема экспериментальной установки, использовавшейся нами для измерений энергетического разрешения кристаллов LaBr₃:Ce и CeBr₃ размерами $\varnothing 5 \times 30$ мм, приведена на рис. 1 (положение аналоговых ключей) соответствует исходному состоянию). Установка содержала собственно детекторный узел, состоящий из исследуемого сцинтилляционного кристалла и фотоэлектронного умножителя (использовались ф.э.у. Hamamatsu R1307, H5783-03 или R3998-100-02), помещенных в светозащищенную коробку (на схеме не показана), а также измерительную электронику. В состав установки также входил персональный компьютер, с помощью которого считывались и обрабатывались сигналы выходных регистров, а также осциллограф (Tektronix TDS3012B) и генератор импульсов (Tektronix AFG3102), использовавшиеся для настройки электроники. Исследуемый кристалл устанавливался примерно в центре входного окна ф.э.у. Оптический контакт между выходным окном упаковки кристалла и входным окном ф.э.у. обеспечивался с помощью специальной смазки на основе глицерина.

Платы электроники содержали источники питания ф.э.у. (на основе высоковольтного DC/DC-конвертера EMCO CA20N) и микросхемы, с помощью которых осуществлялись измерения. Сигналы с анода ф.э.у. поступали на предусилитель (AD8014), к выходу которого были подключены усилители-формирователи (AD8014) трактов измерения амплитуды и формирования триггера. Триггер формировался с помощью амплитудного дискриминатора на основе компаратора (AD8561) при превышении выходным сигналом ф.э.у. определенного “фонового” уровня, соответствовавшего энерговыделению в сцинтилляционном кристалле ~ 10 кэВ. Этот триггерный сигнал (прямоугольный т.т.л.-импульс длительностью 0.5 мкс) соответствовал началу регистрируемого события, и по его фронту запускалась схема формирования управляющих сигналов, которая вырабатывала

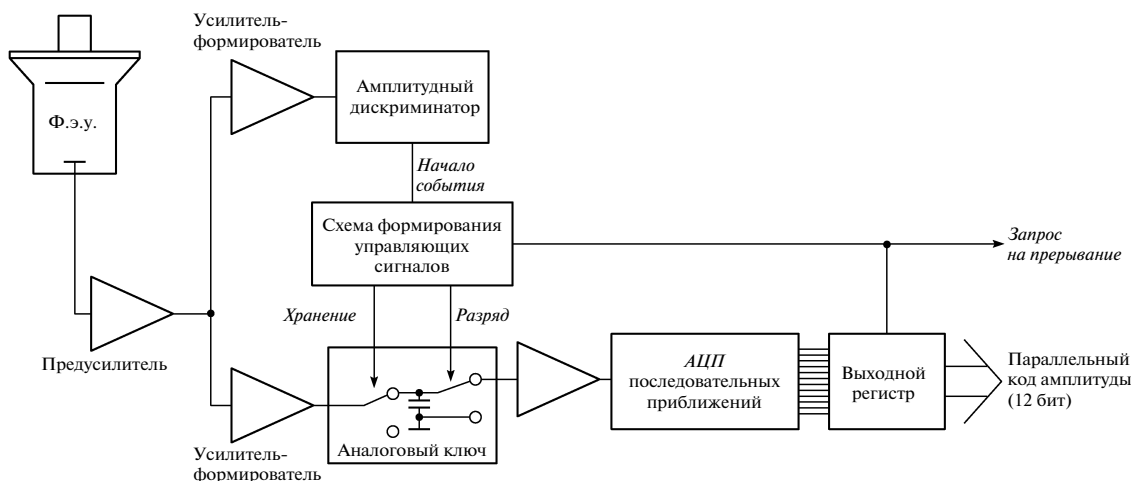


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения энергетического разрешения сцинтилляционных детекторов.

т.т.л.-импульсы, управляющие аналоговым ключом и выходным регистром.

Аналоговый ключ использовался для преобразования быстро меняющегося выходного сигнала ф.э.у. в практически постоянный уровень напряжения, пригодный для анализа его величины с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП) последовательных приближений. В исходном состоянии оба плеча аналогового ключа находились в замкнутом положении, показанном на рис. 1. В этом состоянии осуществлялось интегрирование сигнала с характерным временем ~ 150 нс. По сигналу *Хранение* от схемы управляющих сигналов первое плечо ключа размыкалось, в результате чего на отсоединенном от входа конденсаторе продолжал сохраняться заряд, накопленный с момента начала импульса. Переключение происходило через интервал времени ~ 50 нс, что с учетом времени высвечивания сцинтиллятора (~ 20 нс) обеспечивало практически полный светосбор.

Сформированный в результате интегрирования уровень напряжения через дополнительный развязывающий усилитель подавался на АЦП (AD7492). По истечении времени преобразования (~ 1 мкс) по сигналу *Разряд* от схемы управляющих сигналов интегрирующий конденсатор замыкался на “землю”, что обеспечивало его быстрый разряд и готовность к преобразованию следующего сигнала. Таким образом, через интервал времени ~ 1 мкс оба плеча аналогового ключа возвращались в исходное состояние.

Код амплитуды, записанный в разрядах АЦП, запоминался в выходном регистре. Из выходного регистра этот код по сигналу *Запрос на прерывание* переписывался в память персонального компьютера через 12-битовый параллельный интерфейс. Для этого была использована плата параллельного ввода-вывода ADLINK PCI-7396.

Энергетическое разрешение кристаллов $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и CeBr_3 размерами $\varnothing 5 \times 15$ мм измерялось с помощью установки, использующей стандартные модули преобразователей сигналов (в составе крейта NIM). Измерения проводились при помощи ф.э.у. H5783-03 (узел ф.э.у. включал также делитель напряжения и высоковольтный преобразователь) для различных значений управляющего напряжения, определяющего режим ф.э.у. Сигнал с ф.э.у. подавался на усилитель-формирователь (Ortec 450), имеющий время интегрирования, равное 100 нс, с выхода которого импульсы поступали на измерительный вход многоканального анализатора МСА-3 (PCI-исполнение). Для исключения регистрации паразитных сигналов, возникающих на хвостах импульсов слишком большой амплитуды, перегружающих электронику, использовался дополнительный дискриминатор (Canberra 2037A), сигнал с которого после логического формирования (Canberra 2055) подавался на управляющий вход МСА-3 для реализации режима антисовпадений.

Значения высокого напряжения питания ф.э.у. $U_{\text{ф.э.у.}}$ подбирались таким образом, чтобы обеспечить оптимальное отношение сигнал/шум ф.э.у. и максимальную линейность тракта измерения амплитуды сигнала в диапазоне измеряемых энергий γ -излучения. Коэффициент усиления предусилителя $K_{\text{пу}}$ позволял регулировать амплитудный диапазон тракта с целью выбора определенной части измеряемого энергетического спектра.

Схема установки для измерения амплитуды выходного сигнала фотоприемника в зависимости от места расположения источника γ -квантов приведена на рис. 2. Сигнал с каждого ф.э.у. поступал на свой предусилитель, с выхода которого после дополнительного усиления поступал на амплитудный дискриминатор. Выходные импульсы

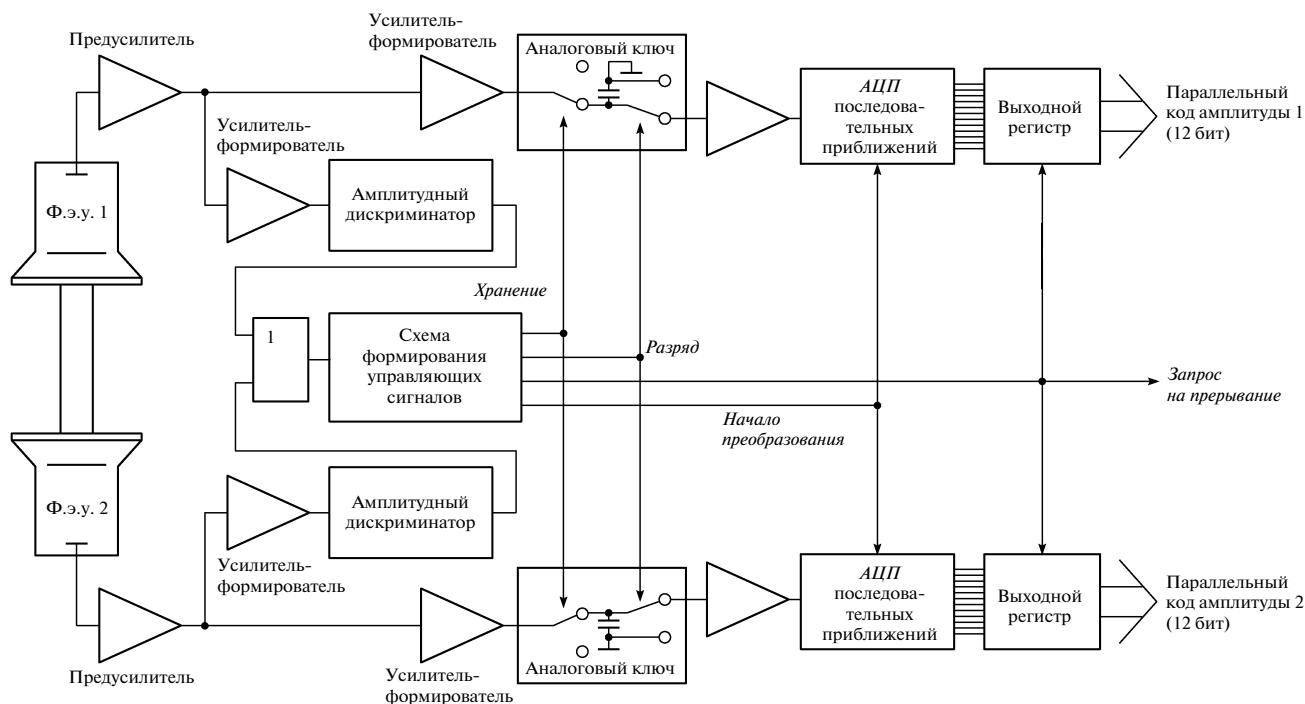


Рис. 2. Блок-схема установки для измерений позиционной зависимости амплитуд сигналов с ф.э.у. на обоих торцах кристалла.

амплитудных дискриминаторов, объединенные схемой *ИЛИ*, формировали импульс *Начало события*, запускающий схему формирования управляющих сигналов. Управляющий сигнал *Хранение*, задержанный относительно начала события на ~ 50 нс, использовался для управления аналоговыми ключами, переводя их в режим запоминания амплитуды входных сигналов, проинтегрированных с постоянной времени ~ 100 нс. После этого вырабатывался импульс *Начало преобразования*, запускавший *АЦП* последовательных приближений (AD7492), генерировавший 12-разрядные параллельные коды амплитуды сигнала с каждого ф.э.у. (время преобразования ~ 1 мкс). Эти коды хранились в выходном регистре до начала следующего события, при этом аналоговые сигналы, присутствовавшие на конденсаторах в режиме хранения, принудительно обнулялись сигналом *Разряд*, по окончании которого схема была готова к анализу нового события.

Параллельные коды считывались в компьютер по сигналу *Запрос на прерывание*, генерируемому по окончании преобразования *АЦП*. Для считывания использовалась плата параллельного ввода-вывода ADLINK PCI-7396. Амплитуды на выходах ф.э.у. для каждого события сохранялись в виде массива в файле и в дальнейшем использовались для анализа.

Как было указано выше, измерения проводились со сцинтилляционным кристаллом CeBr_3 цилиндрической формы $\varnothing 5$ и высотой 30 мм.

Упаковка кристалла имела два прозрачных окна на торцах, поэтому кристалл мог просматриваться одновременно двумя ф.э.у. Для измерений были использованы ф.э.у. R3998-100-02 фирмы Hamamatsu с фотокатодом SBA, имеющим эффективность до 35% и максимальную чувствительность в области ~ 350 нм, соответствующую максимуму излучения CeBr_3 .

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты измерений энергетического разрешения

С каждым из кристаллов $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и CeBr_3 проводились две серии измерений. Каждая серия выполнялась своим режимом усиления ф.э.у.: диапазон измерений в первой серии обеспечивал регистрацию γ -квантов с энергиями от ~ 50 кэВ до ~ 5 МэВ; диапазон измерений во второй серии (~ 10 – 500 кэВ) использовался для детального измерения спектральных особенностей в области малых энергий. Для кристалла $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ первый режим реализовывался при $U_{\text{ф.э.у.}} = 750$ В, $K_{\text{пу}} = 10$, а второй при $U_{\text{ф.э.у.}} = 750$ В, $K_{\text{пу}} = 30$. В случае измерений с кристаллом CeBr_3 $U_{\text{ф.э.у.}} = 750$ В, $K_{\text{пу}} = 10$ и $U_{\text{ф.э.у.}} = 1050$ В, $K_{\text{пу}} = 30$ для первой и второй серий соответственно.

Для каждого режима проводилась независимая калибровка с помощью радиоактивных изотопов из

стандартного набора калибровочных источников, а также гамма-линий от изотопов, присутствующих в окружающем веществе (отмечены как “фон”). Ни-

же приведены характеристики этих изотопов (значения энергии соответствуют положениям максимумов соответствующих спектральных линий):

Энергия, кэВ	26.34	30.9	32	40	59.54	75	81	101	121.78
Изотоп	^{241}Am	^{133}Ba	^{137}Cs	^{152}Eu	^{241}Am	^{207}Bi	^{133}Ba	^{241}Am	^{152}Eu
Энергия, кэВ	244.7	344.28	303.3, 356	57, 133, 345.9, 482.2	511	569.7	661	778.9	867.38
Изотоп	^{152}Eu	^{152}Eu	^{133}Ba	^{181}Hf	^{22}Na	^{207}Bi	^{137}Cs	^{152}Eu	^{152}Eu
Энергия, кэВ	964.1	1063.66	1173.2	1274.5	1332.5	1408	1770	1460	2614
Изотоп	^{152}Eu	^{207}Bi	^{60}Co	^{22}Na	^{60}Co	^{152}Eu	^{207}Bi	^{40}K (фон)	^{208}Tl (фон)

Выделение линий на фоне континуума выполнялось путем обработки спектров АЦП с помощью специальной компьютерной программы, которая осуществляла линейную интерполяцию континуума в области линии, затем вычитала континуум и методом максимального правдоподобия аппроксимировала линию функцией Гаусса. В качестве E_{max} принималось значение номера канала АЦП ($N_{\text{АЦП}}$), соответствующее положению максимума этого распределения. В результате были построены

зависимости $E_{\text{max}}(N_{\text{АЦП}})$, использовавшиеся в дальнейшем в качестве калибровочных кривых, с помощью которых осуществлялся перевод номера канала в величину энергии регистрируемого γ -кванта. Определение энергии, соответствующей определенному каналу АЦП, осуществлялось посредством кубической интерполяции.

Примеры измеренных спектров для кристаллов $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и CeBr_3 , полученные в режиме детальных измерений в области малых энергий с использованием изотопа ^{181}Hf , приведены на рис. 3а, 3б. На этих рисунках хорошо видны все спектральные особенности, характерные для указанных изотопов: линии γ -излучения, соответствующие значениям энергии из приведенных выше характеристик.

На рис. 4 представлены калибровочные зависимости номера канала АЦП от энерговыделения в кристалле. Очевидна линейность в широком диапазоне энергий.

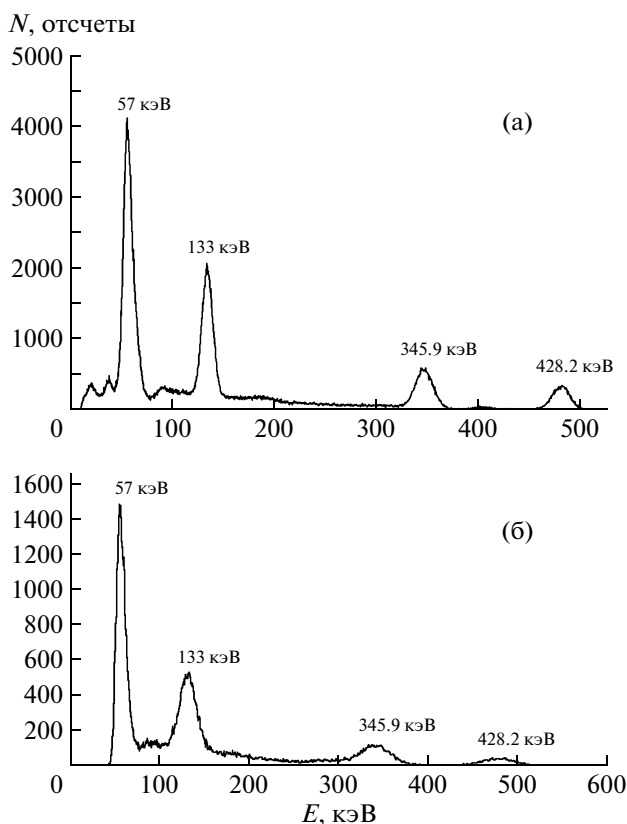


Рис. 3. Спектры γ -излучения от изотопа ^{181}Hf , измеренные с помощью кристаллов $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ (а) и CeBr_3 (б).

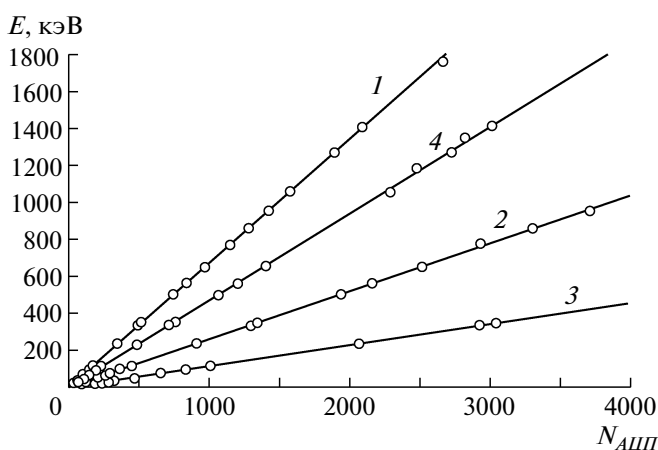


Рис. 4. Калибровочные зависимости энергии γ -кванта E от номера канала АЦП $N_{\text{АЦП}}$ для кристаллов $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ (1–3) и CeBr_3 (4) при различных значениях напряжения питания ф.э.у. $U_{\text{ф.э.у.}}$: 1 – 0.7, 2 – 0.8, 3 – 0.9, 4 – 0.8.

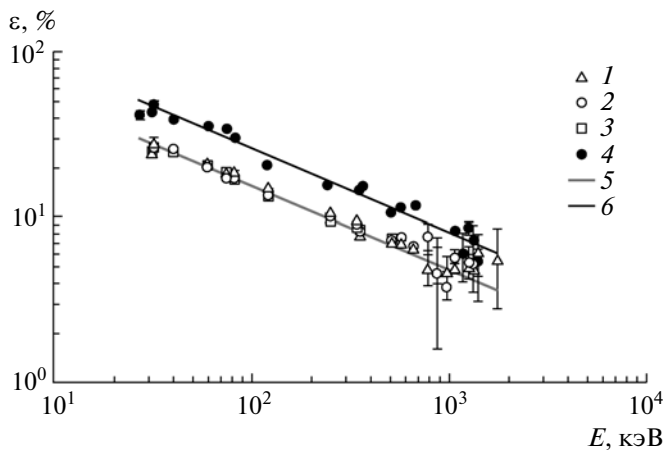


Рис. 5. Зависимость энергетического разрешения $\epsilon = \Delta E/E$ для кристаллов $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ (1–3) и CeBr_3 (4) от энергии γ -кванта. Экспериментальные точки получены при различных значениях напряжения питания ф.э.у. $U_{\text{ф.э.у.}}$: В: 1 – 0.7, 2 – 0.8, 3 – 0.9, 4 – 0.8; 5, 6 – аппроксимация $\Delta E/E \sim C/\sqrt{E}$, где $C = 1.55$ для $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и $C = 2.6$ для CeBr_3 .

Как видно из рис. 4, калибровочные кривые демонстрируют хорошую линейность в широком диапазоне энергий. Энергетическое разрешение определялось как отношение выраженной числом каналов АЦП величины FWHM (полуширины на полувысоте) рассматриваемой линии к номеру канала, соответствующему положению максимума линии, с поправкой на положение нуля. Полуширина FWHM линии и положение ее максимума центра определялись аппроксимацией формы линии функцией Гаусса методом наименьших квадратов с использованием программного пакета MCDWIN, входящего в комплект поставки многоканального анализатора. Для учета небольшого отклонения от линейности в области малых энергий в качестве калибровочной кривой использовался полином 4-ой степени. Для надежности экстраполяции в области больших энергий использовалась линейная зависимость, переход на которую происходил в точке, для которой указанные аппроксимации дают равное значение.

Результаты определения энергетического разрешения для кристаллов $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и CeBr_3 приведены на рис. 5. Экспериментальные точки получены при разных напряжениях на ф.э.у. Указанные на рис. 5 статистические погрешности вычисляются программой MCDWIN. Как видно из этого рисунка, эта погрешность во многих случаях значительно меньше систематических отклонений, возникающих либо из-за отклонения формы линии от функции Гаусса, либо при расположении относительно слабой линии на наклонном плато. Из рис. 5 также видно, что экспериментальные данные удовлетворительно описываются $E^{-1/2}$ -зависи-

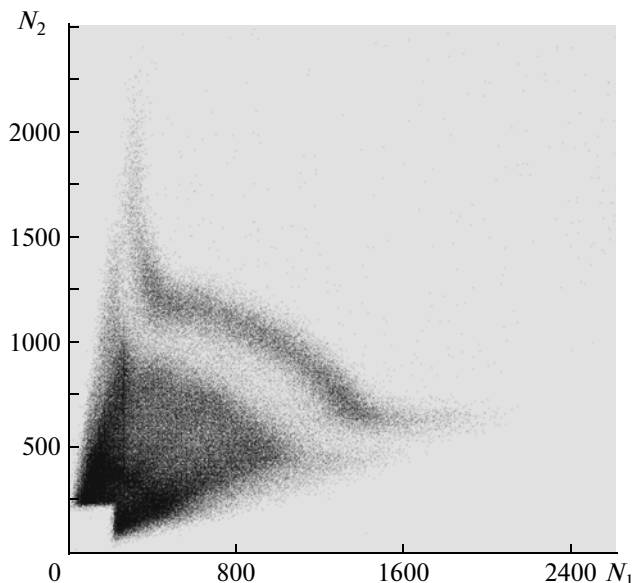


Рис. 6. Двумерная диаграмма N_1-N_2 для изотопа ^{137}Cs , расположенного сбоку от кристалла.

мостью для обоих кристаллов, но в случае кристалла Br_3Ce энергетическое разрешение заметно хуже.

Обращает на себя внимание отсутствие явной зависимости энергетического разрешения от напряжения на ф.э.у. Это позволяет использовать при измерениях (например, при измерениях активационного фона) то напряжение, которое обеспечивает максимальный диапазон получаемых спектров с сохранением энергетического разрешения кристалла. Так, при $U_{\text{ф.э.у.}} = 0.7$ В возможно измерение спектров в диапазоне энергий от <30 кэВ до >3 МэВ.

Результаты измерений амплитуды выходного сигнала фотоприемника в зависимости от места взаимодействия γ -квантов

Соотношение амплитуд на выходах ф.э.у. 1 и ф.э.у. 2 (рис. 2), расположенных на противоположных торцах сцинтилляционного кристалла, зависит от места взаимодействия γ -кванта с кристаллом. Эту зависимость можно видеть на двумерной диаграмме (рис. 6), по осям которой отложены амплитуды на выходах ф.э.у. Диаграмма на рис. 6 показана при расположении источника ^{137}Cs возле цилиндрической стенки кристалла, когда взаимодействие происходит равномерно по всему объему. Отчетливо видна изогнутая полоса, соответствующая полному поглощению γ -квантов с энергией 662 кэВ в сцинтилляторе и зона в области малых амплитуд, точки которой отображают события с частичной потерей энергии при комптоновском рассеянии.

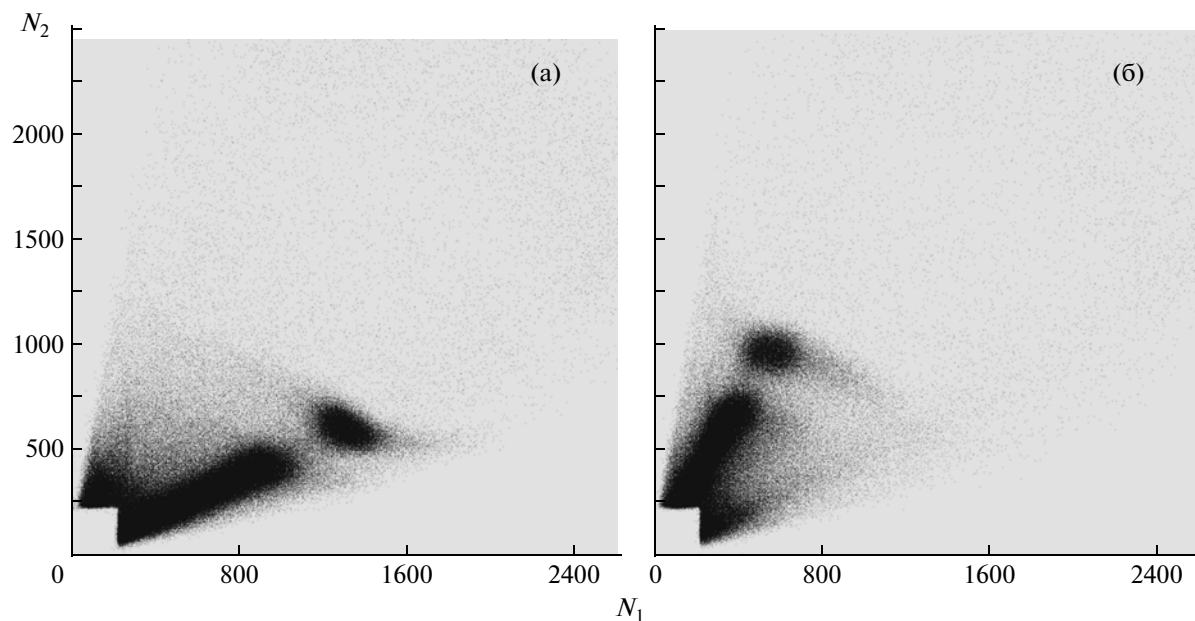


Рис. 7. Двумерные диаграммы, полученные для коллимированного источника ^{137}Cs при различных положениях коллиматора: а – 5 мм от ф.э.у. 1, б – 10 мм от ф.э.у. 2.

На рис. 7 показаны двумерные диаграммы при облучении кристалла CeBr_3 размером $\varnothing 5 \times 30$ мм в области ~ 10 мм от ф.э.у. 2 (рис. 7а) и ~ 5 мм от ф.э.у. 1 (рис. 7б). Узкий луч шириной ~ 3 мм формировался щелевым коллиматором, состоящим из двух свинцовых кирпичей, между которыми находился источник ^{137}Cs . Поскольку коллиматор располагался вплотную к кристаллу, размер изображения источника соответствовал ширине луча, т.е. 3 мм. При этом угловая апертура видимости

кристалла составляла $2 \times 30^\circ$ (2° вдоль оси кристалла). Яркие пятна, которые четко видны на рис. 7, соответствуют изображению источника в местах его проекции на ось кристалла.

Для удобства анализа двумерные диаграммы были преобразованы следующим образом: каждой точке вместо координат (N_1, N_2) приписывались новые координаты, аналогичные полярным координатам (r, φ) . Предварительно амплитуды корректировались по линейным формулам для компенсации возможной разницы коэффициентов усиления трактов ф.э.у. 1 и ф.э.у. 2 и наличия пьедесталов, приводящих к смещению нуля на диаграмме. Таким образом, вместо N_1 и N_2 использовались $N_1^* = kN_1 + X_0$ и $N_2^* = N_2 + Y_0$. В описываемых измерениях величина k составила 0.78, величины X_0 и Y_0 лежали в пределах 10 каналов АЦП. Переход к полярным координатам осуществлялся по формулам:

$$R = \sqrt{N_1^{*2} + N_2^{*2}}, \quad \varphi = \arctg(N_2^*/N_1^*)180/\pi$$

(в этом случае φ вычисляется в градусах, соответствующих наклону луча на обычной двумерной диаграмме).

Пример диаграммы в полярных координатах для случая расположения изотопа ^{137}Cs сбоку от кристалла приведен на рис. 8. На диаграмме хорошо видна линия полного поглощения 662 кэВ в кристалле. Эта линия практически параллельна оси абсцисс для большинства мест взаимодействия γ -квантов со сцинтиллятором.

Измерения с коллиматором позволяют перейти от угла φ на двумерной диаграмме к координате точки взаимодействия вдоль оси кристалла,

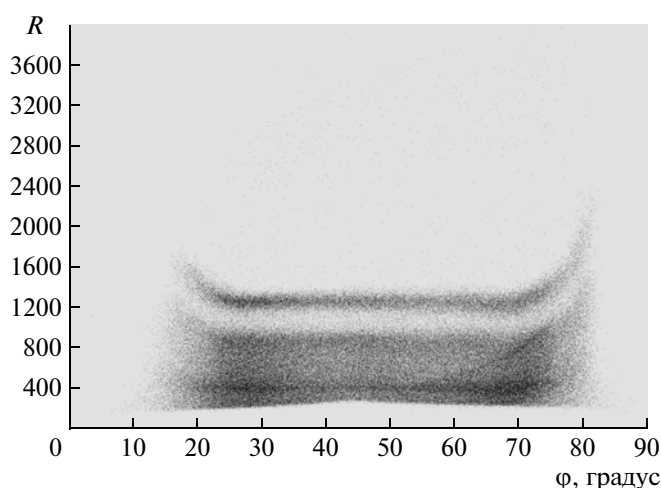


Рис. 8. Двумерная диаграмма в полярных координатах для изотопа ^{137}Cs , расположенного сбоку от кристалла; φ – угол наклона прямой, проходящей через начало координат и точку на обычной диаграмме, R – расстояние от этой точки до начала координат.

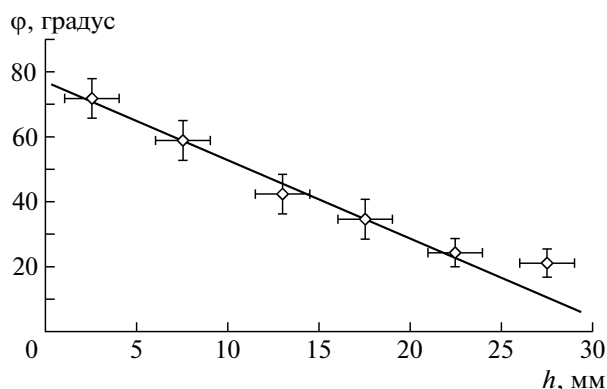


Рис. 9. Зависимость полярного угла наклона φ на двумерной диаграмме от места взаимодействия в кристалле, полученная по результатам измерений с коллиматором (h – расстояние от торца кристалла до точки взаимодействия).

выраженной в миллиметрах. На рис. 9 приведена экспериментальная зависимость угла наклона от положения источника. Можно видеть, что практически на всей длине кристалла зависимость имеет характер, близкий к линейному. Указанные погрешности по оси абсцисс соответствуют ширине щели коллиматора, а по оси ординат – полуширине FWHM пика на гистограмме, полученной в результате проекции двумерной диаграммы в полярных координатах на ось φ . Именно полуширины этих пиков и определяют продольное позиционное разрешение в измерениях: из рис. 9 видно, что с указанным кристаллом оно равно примерно 5 мм, что близко к размеру изображения источника ~ 3 мм. Использование для определения позиционного разрешения параметра φ вместо традиционного отношения N_2/N_1 амплитуд сигналов, измеряемых на торцах кристаллов, не ухудшает точность. Действительно, если обозначить $x = N_2/N_1$, то с учетом того, что параметр k близок к 1, а X_0 и Y_0 малы, $\Delta\varphi = (1 + x^2)^{-1}\Delta x$, т.е. при любом значении x погрешность φ не больше погрешности x .

Изменение ширины щели коллиматора либо ограничение области углов φ на диаграмме в полярных координатах (рис. 8) можно приводить к изменению положения пика полного поглощения и энергетического разрешения в зависимости от места взаимодействия. Соответствующие данные, приведенные на рис. 10, показывают, что положение пика смещается примерно на 1% при изменении места взаимодействия на 5 мм. Энергетическое разрешение во всех случаях составляет около 10%, немного изменяясь в лучшую сторону при смещении места взаимодействия к центру кристалла.

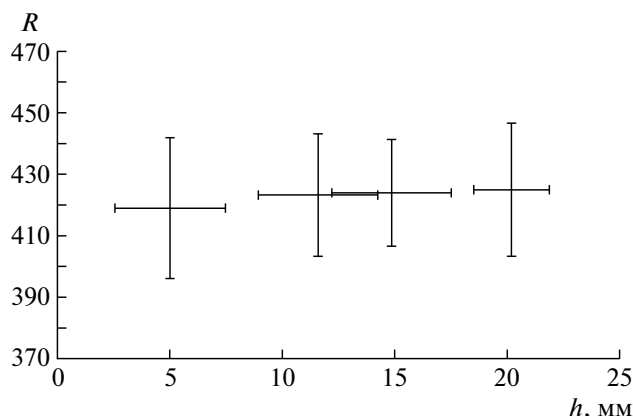


Рис. 10. Положение пика полного поглощения ^{137}Cs на амплитудных спектрах $N(R)$ в зависимости от места взаимодействия γ -квантов с кристаллом. Погрешности соответствуют FWHM пика. При переходе к спектрам было проведено изменение шкалы R путем суммирования по 3.

На рис. 11 показаны энергетические спектры ^{137}Cs , полученные различными способами. Кривой 1 изображен спектр $N(R)$, представляющий собой отображение числа событий, имеющих определенное значение R . Этот спектр можно наглядно представить как проекцию диаграммы в полярных координатах (рис. 8) на ось ординат. Кривая 2 показывает аналогичный спектр $N(R)$, полученный не для всех событий, а только для тех, у которых точка взаимодействия лежит в цен-

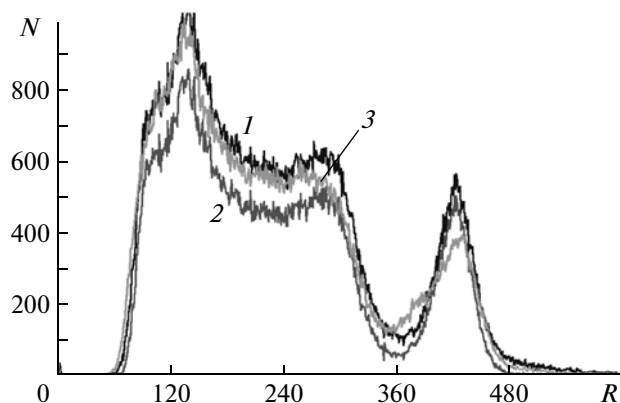


Рис. 11. Амплитудные спектры, полученные для изотопа ^{137}Cs , расположенного сбоку от двухконного кристалла CeBr_3 , для различных способов суммирования сигналов двух ф.э.у.: 1, 2 – квадратичное суммирование $R = \sqrt{N_1^{*2} + N_2^{*2}}$ (2 – при условии взаимодействия в центральной части кристалла – 2/3 объема); 3 – простое арифметическое суммирование $R = N_1^* + N_2^*$, где N_1^* и N_2^* – амплитуды на выходах соответствующих ф.э.у. после коррекции. Разметка осей соответствует квадратичному суммированию.

тральной части кристалла размером 20 мм (2/3 объема). Энергетическое разрешение в обоих случаях составляет ~11%.

Кривой 3 изображен спектр, полученный в результате обычного суммирования амплитуд сигналов на выходах двух ф.э.у. Предварительно амплитуды были скорректированы по тем же линейным формулам, которые использовались при переходе к двумерным диаграммам в полярных координатах. Из рис. 11 видно, что переход от обычного суммирования амплитуд к квадратичному значительно улучшает энергетическое разрешение, при этом форма спектра лучше отражает реальный спектр энерговыделений в сцинтиляционном кристалле.

Сравнение формы спектра, получаемого путем квадратичного суммирования, для всего кристалла и для центральной части показывает, что различие, возникающее при добавлении частей кристалла, расположенных вблизи его окон, не очень существенно. Представляется возможным дополнительное улучшение характеристик детектора путем использования при суммировании амплитуд ф.э.у. не квадратичной формулы, а более сложной, аппроксимирующей эмпирическую зависимость амплитуды выходных сигналов от места взаимодействия.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Как следует из рис. 5, для рассмотренных образцов кристаллов $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и CeBr_3 на линии ^{137}Cs (661 кэВ) энергетическое разрешение равно ~6% и ~10% соответственно. Это больше указанного выше наилучшего значения ~2.6%, полученного для кристалла $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$. Следует, однако, отметить, что приведенные в данной работе значения энергетического разрешения включают разброс сигналов на выходе ф.э.у., обусловленный флуктуациями коэффициента усиления фотоумножителя, вклад которого сопоставим с разрешением собственно кристалла. Кроме того, следует учитывать неоднородность светосбора, которая существенно выше для рассматриваемых кристаллов вытянутой формы, чем для кристаллов “оптимальной” геометрии, у которых диаметр равен высоте. Для “оптимальных кристаллов” и были получены наилучшие величины энергетического разрешения. Существенное влияние геометрии кристалла на разброс амплитуд выходного сигнала иллюстрирует результат численного моделирования [7], из которого следует, что разброс амплитуд сигналов, измеренных на торце кристалла, в зависимости от места взаимодействия γ -кванта для кристаллов с отношением высоты к диаметру $H/D = 3$ может составлять >10%. Для кристаллов с размерами $\varnothing 5 \times 15$ мм измерения с коллиматором демонстрируют величину разброса того же порядка. Именно этот разброс вносит основной вклад в

ухудшение энергетического разрешения кристаллов использованной геометрии по сравнению с оптимальной. Эта тенденция ухудшения энергетического разрешения также прослеживается с кристаллами $\varnothing 5 \times 30$ мм. В то же время из рис. 10 следует, что изменение положения пика полного поглощения при энергии 662 кэВ, при смещении источника γ -квантов вдоль оси кристалла и при использовании двух ф.э.у. лежит в пределах 1–1.5%, что существенно меньше приведенного выше разброса амплитуды, обусловленного неоднородностью светосбора при измерениях с одним ф.э.у. Таким образом, использование двухоконных кристаллов улучшает спектрметрические характеристики детекторов, выполненных на их основе.

Особо необходимо отметить, что кристалл CeBr_3 дает несколько худшее, но сопоставимое с $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, энергетическое разрешение. По-видимому, это связано как с меньшим световыходом из-за самопоглощения Ce , так и с более сильной неоднородностью светосбора в кристаллах CeBr_3 . Как известно, для кристаллов вытянутой формы улучшение однородности светосбора парадоксальным образом ухудшает позиционное разрешение [8], поскольку делает слабее зависимость $N_2/N_1(h)$ – отношения амплитуд сигналов на выходах фотоприемников, расположенных на торцах кристалла, от места взаимодействия регистрируемой частицы или фотона. Результаты измерений подобной зависимости (см. рис. 9) для кристалла CeBr_3 вытянутой цилиндрической формы показывают, что отношение $N_2/N_1(h)$ падает слабее по сравнению с экспонентой, которая типична для поглощения света в среде. Как известно, длина поглощения света в сцинтиляторе α зависит от его формы [8]. Ранее проведенные измерения поглощения света в подобном кристалле $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$, имевшем такие же габариты ($\varnothing 5 \times 30$ мм), показали, что $\alpha \sim 3 \text{ см}^*$, т.е. длина поглощения света сопоставима с высотой кристалла. Полученный вид зависимости $N_1/N_2(h)$ свидетельствует о влиянии каких-то дополнительных факторов, компенсирующих экспоненциальное убывание. К таким факторам, вероятно, следует отнести неоднородность диффузного отражения от находящейся внутри контейнера с кристаллом CeBr_3 светоотражающей пленки, которая окружает боковую поверхность кристалла, а также, возможно, отражение света от фотокатода противоположного ф.э.у. Как бы то ни было, зависимость на рис. 9 показывает, что в измерениях с кристаллом CeBr_3 обеспечивается позиционное разрешение, сопоставимое с диаметром кристалла.

Ранее было показано, что собственный фон кристалла CeBr_3 при энергиях >200 кэВ намного меньше по сравнению с фоном $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ как в

* Huber B. Частное сообщение, 2011.

континууме, так и в плане наличия особенностей, связанных с радиоактивностью возможных примесей [9], что делает кристаллы CeBr_3 более привлекательными для низкофоновых измерений. Учитывая приведенные выше результаты измерений позиционно-разрешающей способности, можно сделать вывод о том, что детекторы цилиндрической формы на основе сцинтилляционных кристаллов CeBr_3 могут использоваться в качестве пикселей в пространственно-чувствительных измерительных приборах, в том числе в космических гамма-спектрометрах и гамма-телескопах.

Работа выполнена при частичной поддержке из средств Мегагранта № 11G34.31.0076.

Авторы выражают благодарность Н.В. Классену, С.З. Шмураку, А.Д. Орлову за содействие в выращивании сцинтилляционных кристаллов $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и CeBr_3 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pirard B., d'Uston C., Maurice S., Gasnault O.* // Proc. of XXXVI Lunar and Planetary Science Conf. 14–18 March 2005. Houston, Texas, USA. 2005. 2187.pdf 36
2. *Glodo J., Kuhn A., Higgins W.M. et al.* // IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec. 2006. P. 1570.
3. *Quarati F., Bos A.J.J., Brandenburg S. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2007. V. A574. P. 115.
4. *McClish M., Farrell R., Glodo J., Shah V.S.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2009. V. A610. P. 207.
5. *Carter J.N., Charalambous P., Dean A.J. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1982. V. 196. P. 477.
6. *Boella G., Bussini A., Butler R.C. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1986. V. NS-33. P. 735.
7. *Цирлин Ю.А., Глобус М.Е., Сыроева Е.П.* Оптимизация детектирования гамма-излучения сцинтилляционными кристаллами. М.: Энергоатомиздат, 1991.
8. *Labanti C., Caroli E., Rossi E., Spizzichino A.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1991. V. A310. P. 327.
9. *Июдин А.Ф., Богомолов В.В., Свертилов С.И. и др.* // ПТЭ. 2009. № 6. С. 16.